

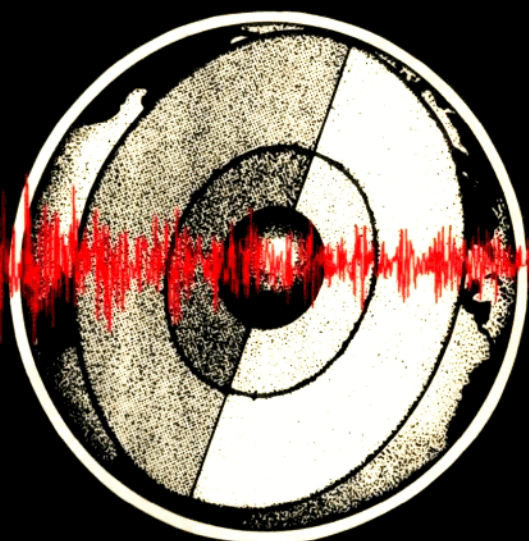
地震：

观测、理论和解释

[美] 金森博雄 [意] E. 博斯基 主编

柳百琪 周 冉 等 译

陈运泰 谢礼立 等 校



地震出版社

港震机电技术有限公司 资助
地震科学联合基金会

地震：观测、理论和解释

[美] 金森博雄 [意] E. 博斯基 主编

柳百琪 周 冉 等 译
陈运泰 谢礼立 等 校

地 震 出 版 社

1 9 9 2

(京) 新登字 095 号

内 容 提 要

本书是根据意大利国际费米物理学院举办的系列讲座之一——《地震：观测、理论和解释》的同名讲义编辑而成的论文专集。书中的每一篇文章均出自名家，堪称该领域的经典性论著，且都独立成篇。全书较全面地介绍了地震学领域的重要观测结果、理论和解释方法，其中包括地震震源理论、合成地震图、工程地震学、地震机制和地球结构的反演方法、空间技术在地球物理和大地测量学中的应用、地震预测和地震危险性分析方法等内容。

本书可供大学高年级学生、研究生，从事地震学与地球物理学、工程地震学研究和教学的高等学校教师和研究人員阅读参考。

Earthquakes: Observation, Theory and Interpretation

edited by H. Kanamori and E. Boschi

North-Holland Publishing Company

1983

地震：观测、理论和解释

[美] 金森博雄 [意] E. 博斯基 主编

柳百琪 周 冉 等译

陈运泰 谢礼立 等校

责任编辑：傅苏华

地质出版社出版发行

北京民族学院南路9号

中国地质大学轻印刷厂印刷

787×1092 1/16 25印张 640千字

1992年1月第一版 1992年1月第一次印刷

印数 001—500

ISBN 7-5028-1159-1/P·723

(1552) 定价：30.00元

序 言

本书是一部论文专集，收集了费米国际物理学院于1982年6月29日至7月9日在意大利科莫湖畔的瓦伦纳举办的《地震：观测、理论和解释》讲习班上所用的教材。

地震学研究始于一百多年前。从那时以来，人们对地震的认识有了很大的提高。特别是在最近的10年间，由于理论、仪器、计算机和其他先进技术的进展，地震学本身已发展成为一种定量的物理学。地震学不仅在探索地球和行星内部奥秘有着重要的作用，而且对于全世界减缓地震危险的规划也有着许多重要的应用。

我们对这门课程作了安排，以概括这个激动人心的领域内最新的发展。近年来这些最重要的发展有以下几个方面：①严格、详细的地震震源理论的发展；②地震学对工程问题的应用；③关于确定地震机制和地球结构的反演方法的发展；④合成地震图理论的发展，这种理论是研究地震和地球结构的一种非常有用的工具；⑤空间技术引进到地球物理学和大地测量学；⑥长期地震预测方法和地震危险性统计方法的发展。

我们对在所有这些领域中处于领先地位的科学家能接受我们的邀请来参加讲演，并为本书提供论文表示非常高兴和衷心的感谢。

一般说来，凡属于基本理论、基本原理的论文都放在本书的前半部；凡侧重应用的论文都放在本书的后半部。但是，我们认为这些文章均可单独成篇。

我们感谢意大利物理学会给我们这次机会在著名的费米学院夏季讲习班举办这次地震学讲座。我们也深深感谢 R. A. Ricci 教授对此给予的关注。

意大利石油总公司的资助和 O. D'Agostino 博士的亲切关照及欧洲核能机构通过 V. M. Jorio 博士给予的资助，对我们在开拓该学院的讲课范围是非常有益的。

如果没有 P. Papali 的亲自参与和他的非凡经验，要在如此短暂的时间内出版这么一本既经过严格细致的审阅且装帧美观的书是不可能的。

最后，我们要向1979年曾在费米国际物理学院主持《地球物理学》课程的 A. Dziewonski 博士表示感谢，感谢他在讲习班筹备阶段的初期给我们提出了许多极为宝贵的意见。

H. Kanamori

E. Boschi

(柳百琪译 陈运泰校)

目 录

震源理论综述 (R. Madariaga)	(1)
用简正振型理论研究地震震源 (A. M. Dziewonski J. H. Woodhouse)	(27)
工程地震学 (P. C. Jennings)	(91)
合成地震图的理论和应用 (D. V. Helmberger)	(115)
强地面运动地震学 (K. Aki)	(145)
由地震体波推断断层凹凸体 (L. J. Ruff)	(161)
由随机震源模型导出的强地面运动的量度 (E. Faccioli)	(176)
面波的反演 (B. Romanowicz)	(196)
由面波推断地壳-地幔结构 (M. Cara)	(203)
缓慢震源过程的力学模式 (M. Bonafede E. Boschi M. Dragoni)	(209)
震源机制与双力偶模型的区域性偏差 (D. Giardini)	(219)
电子惯性式地震计的设计原理 (E. Wielandt)	(225)
用地震波形联合反演地球结构的横向变化和地震震源参数 (J. H. Woodhouse)	(232)
预测特大地震 (L. R. Sykes)	(257)
火山地震: 由圣海伦斯山得到的例子 (S. D. Malone)	(281)
地震震源研究在大陆构造地质学中的应用 (J. A. Jackson)	(295)
近一个世纪以来的意大利地震 (M. Martini R. Scarpa)	(311)
1908年墨西哥地震及有关的地震活动性 (F. Mulargia E. Boschi)	(322)
意大利地区的大地构造与地震活动性 (E. Mentovani E. Boschi)	(339)
空间技术在大地测量学上的应用 (I. I. Shapiro)	(346)
由地形及其均衡补偿造成的岩石层内的应力状态 (M. Caputo G. Milana J. Rayhorn)	(370)
地震危险性分析 (G. Grandori)	(375)
全球地震活动性 (H. Kanamori)	(387)

震源理论综述

R. Madariaga

一、绪 言

震源理论研究的是震源物理过程和地震波的产生过程。近年来震源理论研究的一个重大进展是在模拟活动断层上的破裂，破裂的引发、传播和愈合方面引进了断裂力学概念。在破裂引发理论、前兆现象理论和计及脆性与延性滑动之间耦合的地震轮回等方面已取得许多重要成果。近几年对于这些问题的研究已发表了许多综合评述性的文章，其中包括 Savage^[1], Freund^[2], Rice^[3], Rudnicki^[4], Mavko^[5]和 Madariaga^[6]等人的文章。由于已经有了上述这些文章，我们只好对本文的议题稍作限制性的选择，把重点放在地震和地震辐射的动力学及运动学方面。

在本文的第一部分，我们将评述震源表示理论的一些经典结果。震源表示理论乃是震源的场论，它试图以“客观”的方式表示震源体的过程。这个理论没有涉及特定的断裂模式，而是用作为时间函数的地震矩密度分布来描述震源。地震矩密度（或应力过量）是在连续介质力学中用以描述诸如变形、位错流等非弹性过程的变形应力（塑性应力）在动力学方面的推广。由震源体内的积分得到的总地震矩就是许多作者利用世界标准地震台网（WWSSN）和新的全球数字地震台网（GDSN）的数字台站测量得到的地震矩张量。这可能是一种测量地震强度或尺度的最为简单的方法。地震矩张量量度的是地震期间震源的非弹性形变，而在破裂过程终止时矩张量的数值所量度的则是由该事件产生的永久的非弹性应变。可把孕震区发生的一系列事件所产生的非弹性应变加在一起，以研究地震对岩石层非弹性形变的贡献。所有地震点源模式（虽然有时是从有限源模式导出的）事实上都属于这个范畴。

本文的第二部分将涉及震源的特定模式，即断层作用或动态破裂。这个模式根据大量的观测证据，设想非弹性过程只局限在狭窄的断层区内，或者充其量只局限在数目有限的一些斜接断层区内。人们通常把这些断层区理想化为一种曲面，即假定这种非弹性区的宽度比在地震学中感兴趣的任何波长都要窄。最老的断层模式以简单扩展位错环为基础，其中最负盛名的是矩形环（Haskell 模式）。由于位错模式非常有助于了解断层有限性和几何情况对地震波辐射的影响，因而常被人们用于模拟观测资料。位错模式有一些物理上的矛盾性，其中最重要的一点，是由这个模式可推出应变能的变化为无限大，并可推出在断层内应力降为无限大。位错模式的自然修正是采用断层面上物理真实的条件计算出来的位错分布。通常把这种模式叫做裂纹模式，并把裂纹生长的物理学叫做断裂力学。这些模式的主要结果为：破裂前沿附近的应力场和质点速度场具有许多共同的性质，其中主要的一点是存在着应力集中和质点速度集中。应力集中与能量流入破裂前沿及其以表面能的形式被吸收有关。对于应力集中和滑动速度集中的模式，即所谓的内聚模式已经有了十分详细的研究，但是由于缺乏观测资料，迫

使我们采用比较简单的线性断裂力学模式。在这些模式中，内聚力仅仅在裂纹端部附近非常小的区域内才表现出来。于是，内聚效应被用于建立简单破裂准则的几个特征性质所代替。动力学断层作用的大多数问题都需要用数值方法求解，在文献中，现在已有许多非常有效的方法可解决包括可变应力、强度和模拟破裂准则等在内的裂纹问题。

借助于这些破裂模式，有可能研究并比较准确地定义近年来已有大量报道的震源复杂性的起因。现已提出两种截然不同的模式来解释这些观测资料：一种是凹凸体 (asperity) 模式；另一种是障碍体 (barrier) 模式。断裂力学表明，这两种模式都强调天然断层上物理条件的不均匀性。凹凸体模式着眼于应力的不均匀性；而障碍体模式则着眼于强度的变化。对于某一特定的地震而言，究竟哪一种模式更为合适，则取决于断层面上情况。实际上这两种模式可能代表着活动断层区轮回演化的两个相继的阶段。

在本文的最后部分，将讨论这些模式对地震波辐射产生的后果。尽管在原地条件下对地震作全面研究的工作有所增加，但是绝大多数有关破裂过程的知识，仍然是从分析由地震辐射出来的地震波得到的。地震辐射可能仍然是研究较深地震的唯一方法。从概念上来说，可把确定破裂过程的问题作为一个已知一定数目的地震观测资料的反演问题来提出。即使在均匀弹性介质中，这个问题也是不稳定的。在存在构造不均匀性、分层、只有有限带宽资料等情况下，要解决这一问题是无希望的。有鉴于此，人们采取许多方法来研究震源。其中一个方法就是直接由观测资料确定地震矩的时间变化、震源的矩心、震源的宽度和震源处非弹性应力的高阶矩。这个方法与地震场论的表示定理的关系甚为密切。

但是通常可以引进许多辅助数据来减少反演震源问题的不确定性。例如，用余震分布来确定断层面及其空间取向。还可利用断层迹线和滑动的野外观测等。可用这些资料以及近场、远场地震图构制震源过程的或多或少比较细致的模式，在本书的另外一些文章中将述及其中一些例子。

二、震源表示理论

1. 弹性动力学理论

研究地震的最为常见的方法是弹性动力学场论。这是地震学家遵循的经典方法，这种方法主要基于求解与伴随地震发生的非弹性形变等效的力或矩的分布。在讨论这些表示理论之前，为了说明符号的意义，我们先扼要地介绍一些有关弹性动力学的基本概念。

令 u 、 ϵ 、 σ 分别表示从某一初始预应力位形的线性位移、应变和应力。一般而言，从震源外部看，地震过程是线性的，预应力对波的传播没有影响。它的影响将只通过对震源区物质性质的修正和在计算震源边界条件时表现出来。该运动的线性方程是

$$\rho \ddot{u}_i = \sigma_{ij,j} + f_i \quad (1)$$

式中圆点表示对时间的微商，逗号表示对空间变量的微商。 f 为表示震源的广义体力。通常 f 为向量值的广义函数或分布。我们将会看到，其最普通的实例就是偶极子层。线弹性各向同性的本构方程为

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} \epsilon_{kk} + 2\mu \epsilon_{ij} \quad (2)$$

式中线性应变定义为

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (3)$$

弹性常数 λ 和 μ 以及密度是物质常数, 它们是在地球内位置的分段连续函数。方程 (1) 至 (3) 加上地球表面的边界条件的解是许多地震学家当前正在积极研究的一个难题。在文献[7]中, 对当前的这些工作已经作了评述。

对震源研究而言, 传播效应可以用 Green 函数表示。Green 函数乃是方程 (1) 至 (3) 对于点力情形的解:

$$f(r, t) = f_i \delta_i(r - r_0) \delta(t - t_0) \quad (4)$$

式中 δ_i 是方向 i 的单位向量。该问题的解可写成符号形式 $G_{ij}(r, t | r_0, t_0)$, 其中 G 是 Green 张量, i 为观测点位移的方向, j 是力作用的方向 [即在 (4) 式中 $f_i = \delta_{ij}$]。

现已知一些特定的介质的 G 的许多解, 如: 均匀半空间、垂直分层的半空间等, 虽然后者需要相当繁复的数值计算。在高频情形下也有一些近似解, 例如射线理论, WKB 地震图, Gauss 射线束等可以用来求近似解, 这些近似解在模拟观测记录时是极为有用的。关于这些问题的评述请参阅文献[8, 9]。在低频情形下, 也可计算自由振荡和面波以求得合成地震图^[10]。

一旦求得了 Green 函数或其近似解, 就可把弹性场写成如下形式:

$$u_i(r, t) = \int_0^t dt_0 \int_{V_0} dV G_{ij}(r, t | r_0, t_0) f_j(r_0, t_0) \quad (5)$$

这个公式便叫做表示定理。在式 (5) 中假定了齐次的初始条件。震源表示理论中的问题是确定在 (5) 式中应当引入什么类型的力 f , 以及如何以紧凑的形式描述其空间分布。

2. 地震矩张量

地震震源具有内源的性质, 因此不能用点力表示它。在地震学中建立一个适当震源的传统方法是用力偶和无矩双力偶。从力学观点来看双力偶是可以接受的最简单的源, 因为它们能保持力和矩的平衡。

Backus^[11]等在 1976 年引进了一种相当有效和一般的表示方法, Rice (1980) 等则以一种简化的形式引进了这种方法^[3, 12]。该方法把地震震源表示为对弹性协调形变的偏离。应力张量分为两部分: 一部分是纯弹性的; 另一部分为非弹性的, Backus 和 Mulcahy^[11]称之为应力过量。实际上这种做法是把 Eshelby^[13]在弹性静力学引入的假应变推广到弹性动力学。比较普通的、同时也是我们在此将要沿用的术语是(地震)矩张量密度 $m(r, t)$ 。从这种非弹性应力分布导出的等效体力为

$$f(r, t) = -\nabla \cdot m(r, t) \quad (6)$$

它是从简单力学平衡导出的一个表示式。根据角动量守恒, 我们可以论证 m 是秩为 2 的对称张量, 即它具有应力张量的全部特性。Backus 和 Mulcahy 讨论了矩张量的许多性质; 并且指出任何在力学上容许的震源都可用矩张量表示。矩张量是震源处的位置和时间的广义函数。例如, 一条断层可用一层矩张量表示。

对于如式 (6) 所示的体力分布, 我们由对式 (5) 分部积分可求得

$$u_i(r, t) = \int_0^t dt_0 \int_{V_0} dV G_{ij,k}(r, t | r_0, t_0) m_{jk}(r_0, t_0) \quad (7)$$

如前所述, 表示式 (7) 对任何内部震源都成立。对于可以计算出 Green 张量 G 的任何地球模式来说, 它也都成立。

3. 点矩张量

在许多地震学的应用上, 点源近似是相当令人满意和有用的。例如当在远场观测地震和地震波的波长大于震源的物理尺度时, 就是这种状况。点源近似对于理解地震辐射的某些主要特点也是特别有用的。有限源可由简单的点源直接叠加求得。点矩张量的一种简化方式现在已经成为对地震定量估算的标准方法。

点矩张量可以写成下式:

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}(t) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (8)$$

式中矩张量 $\mathbf{M}$ 是对称的, 并且具有应力张量的性质。把式 (8) 代入表示定理 (7) 可以得到点矩张量源的辐射:

$$u_i(\mathbf{r}, t) = \int_0^t dt_0 G_{ij,k}(\mathbf{r}, t | \mathbf{r}_0, t_0) M_{jk}(t_0) \quad (9)$$

正如已讨论过的那样, 方程 (9) 中可所用的 Green 函数的特定形式取决于具体应用。确定矩张量的一种最普通的方法是通过远场体波。在这种情况下, 我们运用均匀介质的 Green 函数, 由此求得

$$\begin{cases} u_i^P(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\rho\alpha^3} \frac{1}{R} \mathcal{R}_{ijk}^P \dot{M}_{jk}(t - \frac{R}{\alpha}) \\ u_i^S(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\rho\beta^3} \frac{1}{R} \mathcal{R}_{ijk}^S \dot{M}_{jk}(t - \frac{R}{\beta}) \end{cases} \quad (10)$$

式中辐射图型由下列公式表示:

$$\mathcal{R}_{ijk}^P = \gamma_i \gamma_j \gamma_k, \quad \mathcal{R}_{ijk}^S = \delta_{ij} \gamma_k - \gamma_i \gamma_j \gamma_k \quad (11)$$

γ_i 为射线从震源离源到观测点的方向余弦。用 γ_i 的这个定义, 如果用由射线理论导出的适当表达式代替几何扩散因子 R^{-1} , 则表示式 (10) 对于一般的地球模式也是正确的。

用坐标原点位于震源的球极坐标 (R, θ, φ) ,

我们可把体波辐射写成比较简单的形式 (见图 1)。对于 P 波,

$$u_R^P(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\rho\alpha^3} \frac{1}{R} \dot{M}_{RR}(t - \frac{R}{\alpha}) \quad (12)$$

对于 S 波,

$$u_\theta^S(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\rho\beta^3} \frac{1}{R} \dot{M}_{\theta R}(t - \frac{R}{\beta}) \quad (13)$$

$$u_\varphi^S(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\rho\beta^3} \frac{1}{R} \dot{M}_{\varphi R}(t - \frac{R}{\beta}) \quad (14)$$

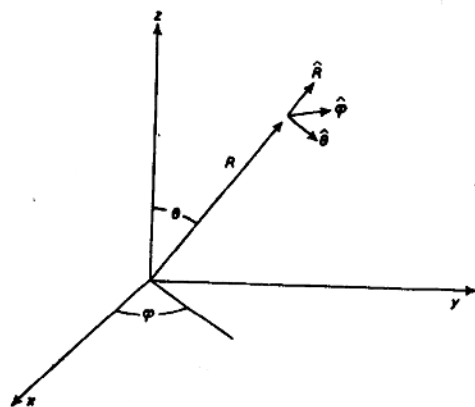


图 1 用于确定地震辐射的几何图形

其中 M_{RR} , $M_{\theta R}$, $M_{\varphi R}$ 为球极坐标中矩张量的径向分量。由于矩张量类似于应力张量, 我们可把 M_{iR} 定义为作用在与辐射方向 R 垂直的平面上的曳引力的第 i 个分量。 M_{RR} 是该面上法向分量, 它以 P 波速度 α 传播。 $M_{\theta R}$ 和 $M_{\varphi R}$ 表示平面 R 上的剪切曳引力, 它们离开震源以速度 β 传播。由把张量从直角坐标化到球极坐标的通常表示式可以确定矩张量的这些球极分量, 即:

$$\begin{cases} M_{RR} = \hat{R} \cdot M \cdot \hat{R} \\ M_{\theta R} = \hat{\theta} \cdot M \cdot \hat{R} \\ M_{\varphi R} = \hat{\varphi} \cdot M \cdot \hat{R} \end{cases} \quad (15)$$

由方程 (12) - (14) 所确定的体波辐射线性地依赖于矩张量 M 的时间导函数, 即变化率。这意味着, 如果我们施加一个由矩张量表示的非常缓慢的局部化的非弹性应力, 那么实际上将不会产生弹性波。只有矩张量的迅速变化才能产生强烈的地震波。大多数地震都是快速过程, 其矩张量在几秒内急剧上升。对于周期比矩张量上升时间长的长周期地震波, 我们可用

$$\begin{cases} \dot{M}(t) = M\dot{H}(t) \\ \dot{M}(t) = M\delta(t) \end{cases} \quad (16)$$

近似表示矩张量。这就是, 在长周期, 除极大的事件外, 大多数事件表现为持续时间极短的脉冲源。在式 (16) 所表示的假定下, 用数字地震资料^[10,14], 已求得了许多事件的矩张量。

4. 地震矩的一种简单的物理解释

地震矩究竟代表什么? 许多微观力学的可能缺陷是与给定的矩张量密度等效的。根据纯粹弹性动力学场论的观点, 我们可用与 Eshelby^[13] (1961) 对静态问题相同的方法解释地震矩张量。

首先让我们通过线弹性的本构关系把地震矩张量密度与一个等效的非弹性应变联系起来:

$$m_{ij} = \lambda \delta_{ij} \epsilon_L^T + 2\mu \epsilon_{ij}^T \quad (17)$$

式中 ϵ^T 为非弹性应变。 ϵ^T 的意义可通过参阅图 2 得到阐明。让我们作下述理想化的实验: 先从震源区切割出一块无穷小的体积, 然后让它承受某种非弹性应变 ϵ_{ij}^T , 例如由于内部位错发展造成的如图 2 所示的一个纯剪切, 再施加应力使这个体积恢复到其原来的形状。如果震源区的弹性常数不变, 这些应力便由式 (17) 所示的地震矩给出。那么地震矩密度的物理意义便是: 它表示为消除由内部非线性过程所产生的应变所需的内应力。可是这种地震矩与断层区内的应力变化不同。实际上, 一旦体积元被恢复原状并被重新置入弹性介质中, 则后者将对新引入的内应力起反作用, 并将发生应力的重新调整。这是内部形变前的初始应力和形变后测量的总应力变化之差。如果在减少施加应力的意义上产生了内应变, 则应力变化就是震源内的应力降。

5. 与位错环等效的矩张量

对于点矩张量式 (8), 我们可写成:

$$M_{ij} = (\lambda \delta_{ij} \epsilon_L^T + 2\mu \epsilon_{ij}^T) V \delta(r - r_0) \quad (18)$$

式中 V 是震源的体积元。让我们考虑一个表面为 S , 厚度为 h 和单位法向量为 $\hat{n}$ 的非常薄的体积元

$$V = Sh \quad (19)$$

然后令 h 趋于零, 得到

$$\lim_{h \rightarrow 0} \epsilon_{ij}^T h = \frac{1}{2} (\Delta u_i n_j + \Delta u_j n_i) \quad (20)$$

式中 Δu_i 是穿过断层的位移间断, n_i 是与体积元垂直的方向余弦。于是

$$M_{ij} = [\lambda \delta_{ij} \Delta u_k n_k + \mu (\Delta u_i n_j + \Delta u_j n_i)] S \quad (21)$$

因此根据通过断层面元 S 的位移不连续性我们便得到一个地震矩张量的非常简单的表示式。

如果位移间断向量具有单位向量为 $\hat{\nu}$ 的方向, 我们可写成

$$\Delta u(t) = D(t)\hat{\nu} \quad (22)$$

式中 D 是位移间断的标量值。在地质学的惯例中, 经常把 D 称作断层的位错, 虽然更恰当地说, 它相应于在震源处基本位错环的 Burgers 向量的大小。把式 (22) 代入式 (21), 得到

$$M_{ij} = \delta_{ij}\nu_k n_k \lambda DS + (\nu_j n_i + \nu_i n_j) \mu DS \quad (23)$$

地球上的断层作用是在大的法向应力下发生的, 通常没有垂直于断层的位移间断面。在这种状况下, 滑动方向 $\hat{\nu}$ 与断层法线垂直, 即

$$\hat{\nu} \cdot \hat{n} = \nu_k n_k = 0 \quad (24)$$

因此, 对纯剪切滑动, 我们有

$$M_{ij}(t) = M_0(t)(\nu_j n_i + \nu_i n_j) \quad (25)$$

其中

$$M_0(t) = \mu D(t)S \quad (26)$$

M_0 常称作地震矩, 但这可能会造成某些混乱。De Hoop^[15] (1958) 得出了表达式 (25), 文献 [16] 对此作了推广。由于 Aki^[17] 的缘故, $M_0(t)$ 才被命名为地震矩。Aki 还第一次对日本新潟地震作了精确的测定。确定地震矩几乎已成为一个标准的步骤, 并且有取代经验的震级

标度作为量度地震大小的趋势^[18]。通常在有限制 [式 (26)] 的形式下, 即假定已由断层面解确定了滑动方向和法线方向下确定地震矩。

我们要指出, 对纯剪切断层成立的矩张量的有限制的形式, 把矩张量的独立的分量的数目减少到只有四个。这四个独立参数是 M_0 , 单位向量 $\hat{\nu}$ 的两个分量和与 $\hat{\nu}$ 垂直的单位向量 $\hat{n}$ 的一个独立的分量。值得指出的是: 对纯剪切断层来说, 矩张量的迹为零, 因而在矩张量中没有对称部分。

6. 矩张量的本征值

矩张量可由其本征值来表征。通过把矩张量由地理坐标系旋转到其主轴坐标系就可做到这点。在这种情况下, 我们可把矩张量写成对角线形式

$$M_{ij} = \lambda_i \delta_{ij} \quad (27)$$

式中 λ_i 是 M 的本征值。对于一般的矩张量来说, 所有的 λ_i 都是不同的, 而对纯剪切断层 (25) 来说

$$\lambda_1 = M_0, \quad \lambda_2 = 0, \quad \lambda_3 = -M_0 \quad (28)$$

既然有极有力的证据表明大多数地震有纯偏矩张量, 所以迹为零, 即

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 0 \quad (29)$$

因此平面剪切断层模式方程(28)中的 $\lambda_2=0$ 是式(29)的一种特殊情况,即满足式(29)的一般的纯偏矩张量不一定是纯剪切断层。有许多种方法把一般矩张量分成基本断层。由于这个缘故,最好用岩石力学中常用的 Mohr 圆来表示它们。这样,最大主应力相当于 λ_1 ,中等主应力相当于 λ_2 ,而 λ_3 是最小主应力(参见图3)。Mohr 图是明确的,注意到在任何辐射方向体波振幅都与矩张量的径向分量成比例[方程(15)],便可由 Mohr 图直接计算 P 和 S 波的辐射。

7. 有限源和高阶矩张量

迄今已讨论过的点源模式都是震源过程的非常简单化的表示。无论如何,就其没有涉及震源的实际非弹性过程这点来说,这些模式是客观的。因此,这种方法就其概念而言适合于根据地震观测资料对震源过程作客观的反演。对长周期波来说,当波长比震源的物理尺度大时,点源模式就非常合适,由观测资料确定的矩张量便代表了震源区矩密度的积分。当地震波的波长变短时,便可分辨矩密度分布的微小细节。文献[11]提出过一个反演矩分布的方法,以求得矩分布的高阶矩(此处专门名词不太顺口!)。因此一阶矩确定震源的重心,二阶矩确定震源的特征大小等等。文献[19]报道过对确定这些高阶矩所作的一些尝试。这种方法的局限性是很难把诸如断层面解、由地质方法得到的断层图和余震分析等先验的资料结合到反演中。当然它也没有计及破裂过程本身的物理学。公正的评价为:在低频时,它是一种恰当的方法;但是在较高频时,使用它就越来越难。在高频情况下,采用参数数目少一些的位错模式或裂纹模式可能更为合适。

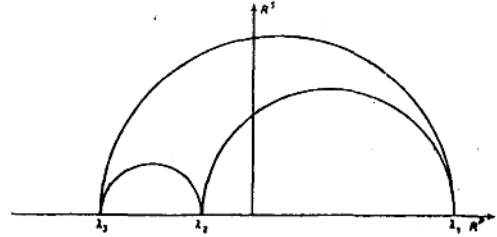


图3 矩张量的 Mohr 圆表示法。 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ 是矩张量的主值。横坐标 R^P 量度 P 波的振幅(辐射图型)而纵坐标 R^S 量度 S 波的振幅

当地震波的波长变短时,便可分辨矩密度分布的微小细节。文献[11]提出过一个反演矩分布的方法,以求得矩分布的高阶矩(此处专门名词不太顺口!)。因此一阶矩确定震源的重心,二阶矩确定震源的特征大小等等。文献[19]报道过对确定这些高阶矩所作的一些尝试。这种方法的局限性是很难把诸如断层面解、由地质方法得到的断层图和余震分析等先验的资料结合到反演中。当然它也没有计及破裂过程本身的物理学。公正的评价为:在低频时,它是一种恰当的方法;但是在较高频时,使用它就越来越难。在高频情况下,采用参数数目少一些的位错模式或裂纹模式可能更为合适。

三、动力学断层模式

1. 地震模式

地震发生在岩石层中脆性的较冷部分中,它是在世界上大多数孕震区中,由于岩石层板块运动而产生的缓慢而连续的构造应力积累的结果。因为这些地区周期地发生地震,在板块边界便出现应力集中的局部化,所以在其附近的物质要比板块的中心部分弱。根据大地测量资料,现已确定:孕震区深部的缓慢蠕动是对构造应力的响应^[1,5]。这种深部的连续形变在断层区的上部脆性部分转移并集中应力。在此脆性区中通过灾难性的剪切断裂这一基本的发展机制不时地发生滑动。地震时,在一个比较薄的断层区发生不连续的滑动,而地球的其余部分则对这种断层运动或位错发生弹性的反作用。这种简单的概念性的模式是 Reid^[20]提出的,通常叫做弹性回跳。地震是这种板块间脆性分界面的成幕性的滑动。在地震期间边界运动跟上板块中心的运动。在断层某段发生大震期间所累积的总滑动与由其它的非地震学方法所确定的板块之间相对运动的速率几乎相同。当然,还有一些孤立的地震发生在板块的中部,它们是岩石的剪切强度一旦被超过时由于脆性破裂而发生的。这些地震的强度要比那些发生于板块边界的地震小。因此,地震是由于岩石层的缓慢形变而集中在断层区周围的应变能的急

速和灾难性的释放而引起的。

(1) 裂纹模式

在裂纹模式中,把断层区里的单个事件的发生理想化为在预应力介质中剪切裂纹的传播。与一个地震的特征持续时期相比,预应力的变化是非常缓慢的,因此在各个事件期间可将它看成是一个常数——但是,是不均匀的。在时间 $t=0$ 发生地震时,在断层面的某处开始出现剪切破裂,并且以相当高的破裂速度扩展。在裂纹里面,断层上的剪切曳引力从其初始的预应力值下降到某一最终的剩余值,这个值叫做断层上的摩擦应力。该断层面上的摩擦力的数值应由岩石力学测量获得,并且在这里把它当作是材料的特性。如果我们以初始预应力状态为参考,则断层上的驱动力是应力降(初始应力和剩余应力之差)。这是一种自然的假设,因为除破裂前沿的非常临近的地方外,地震是线性的过程,因此应力和应变仅取决于该断层上的曳引力的变化。应力降就被认为是地震破裂的驱动力。

断层的应力松弛在裂纹外部自动地造成应力增加。这种应力增加集中于破裂前沿附近,并且有促进破裂进一步发展的倾向。破裂前沿的运动于是便由应力集中和物质强度之间的某些物理关系确定。这种关系系统称为破裂准则。这种准则可由应力集中或流入破裂前沿的能流加以表述。破裂强度确定破裂的发展。破裂问题的陈述要求说明断层面上的应力降和强度两者的分布。应力降和强度分布,再加上岩石的弹性特性完全确定了岩石层内地震断层的生长、加速和停止。

(2) 位错模式

断层面上失去曳引力的主要结果是产生了位移的间断或者说产生了断层两盘之间的滑动。只要断层的宽度相对于所感兴趣的尺度或波长来说非常窄,就可把断层理想化为位移间断面或滑动面。地震学家常常把滑动叫做位错,虽然这种位错的定义与在连续介质力学所用的不同。地震可以完全由断层上滑动的时演化来描述。如果滑动是根据应力降和断层的强度计算出来的,则这种位错模式便与裂纹模式完全相同。由于缺乏有关应力降和强度的知识,人们经常以一种比较随意的方式来原因明这种滑动或位错。常假定断层上的滑动为常数,把破裂前沿的演化模拟为短位错线的单侧运动或双侧运动。其结果就是矩形位错环,通常叫做Haskell模式。位错模式本质上是运动学模式,这种模式主要涉及破裂前沿的时间变化,而忽略断层作用的动力学。在断层上任一点滑动的时函数完全是任意的。对于模拟波长与断层尺度同数量级或更长的长周期地震波来说,位错模式是一种极好的近似,它很好地解释了地震波的辐射。位错模式的一个大缺点是:从纯粹的连续介质力学观点来看,这种常量的位错是不容许的。因为按照这一模式,位错边界附近的物质要相互贯通,应变能的减少是无界的,并且应力降为无限大^[21]。校正这些误差的通常方法是把能量有限的条件加到破裂中。加上这个条件便自然地过渡到裂纹模式。

2. 裂纹问题的陈述

现在让我们来确立裂纹模式的主要特点。为此,我们将采用一个简化的试验性模式,并且将经常引用这个模式。参阅图4,我们来研究在法向为 z 的 (x, y) 平面上的断层。断层可以是 (x, y) 平面上与时间有关的闭合曲面。我们在该图表示出一个破裂前沿与 y 轴平行的二维断层。我们先研究理想化的弹性裂纹模式。在该模式中,把物质当作处处是弹性的、各向同性的,甚至在非常邻近破裂前沿处也是如此。在下文将研究破裂附近的比较真实的一些条件。参照图4所示的图形,可定义三种破裂方式:

反平面型 (III型或SH型), 其中 y 方向的应力下降, 即 σ_{xy} 释放。滑动也沿 y 方向。

平面型 (I型), 其中应力的分量 σ_{xx} 释放。滑动在 x 方向。激发出 P 和 SV 两种波。

张开型 (I型) 裂纹, 由于断层上应力 σ_{xx} 的释放, 裂纹沿 z 方向张开。

在天然地震研究中, 因为重力产生巨大的压应力, 后一种模式 (张开型) 不可能在地球上大规模地发生。但是, 在破裂前沿附近破坏区 (内聚区) 的非弹性过程中, 张开型裂纹在较小规模的范围内可能起着重要的作用。

对三维震源模式来说, 破裂前沿是一条曲线 (或者是几条曲线, 如果震源很复杂的话), 在裂纹周边的每个点将同时发生 I型和 III型破裂。除了在靠近破裂前沿的拐角外, 这两种破裂的方式是局部解耦的, 因而二维模式的大多数特点将存在于三维裂纹中。

要解的方程是式 (1) 连同本构关系式 (2) 和式 (3)。

在 $z=0$ 平面的对称性, 我们有:

对于反平面 (III型) 问题

$$\begin{cases} \sigma_{xy}(x) = \Delta\sigma(x), & x < l(t) \\ u_y(x) = 0, & x > l(t) \end{cases} \quad (30)$$

对于平面 (I型) 问题

$$\begin{cases} \sigma_{xx}(x) = \Delta\sigma(x), & x < l(t) \\ u_x(x) = 0, & x > l(t) \end{cases} \quad (31)$$

式中, 为了简化起见, 我们研究了沿着负 x 轴扩展的半无限裂纹。 $l(t)$ 是破裂前沿现在的位置。

所提的这个问题具有混合边界条件: 裂纹内给定的是应力, 裂纹外给定的是位移。此外, 由于裂纹端部的位置是任意的, 我们想求任一 $l(t)$ 的解。这一问题极难解的。Kostrov^[22] 解决了任意 $l(t)$ 的反平面问题。Fossum 和 Freund, Kostrov (1975) 和 Slepjan^[23] 解决了平面 (I型) 问题。但是一般来讲, 把他们的解应用于 $\Delta\sigma(x)$ 和 $l(t)$ 的非均匀值情形是非常困难的。

Kostrov 和 Nikitin^[24] 以及 Freund^[25] 已论证了这些裂纹问题的解具有许多普遍的特点。这些特点与 $l(t)$ 和 $\Delta\sigma(x)$ 的细节无关, 该应力、位移和速度场在裂纹端部附近具有一种特征的性质。这是断裂力学的基础。

3. 破裂前沿力学

以 Kostrov 和 Nikitin 率先的许多作者对上一小节中提出的模式进行过分析^[24]。对近年来动态破裂力学的主要结果所作的评述可参阅文献 [2-4]。通过假定以恒定的破裂速度稳定地破裂生长可以得到 $l(t)$ 处的裂纹端部附近弹性场的主要特点。如果我们在原点位于破裂前沿的平面极坐标中写出方程 (1), 并且应用边界条件 (30) 和 (31), 则该解可化为本征值问题。可能有数目无穷多个的解。其中, 只有一个能保证有限能流进入破裂前沿。在这个解中, 应力和速度场表现出反平方根的奇异性。沿着该断层, 可以将它们写成以下形式 (见图 5):

$$\sigma(x) = K[x - l(t)]^{-1/2}, \quad x > l(t) \quad (32)$$

$$\Delta u(x) = V[l(t) - x]^{-1/2}, \quad x < l(t) \quad (33)$$

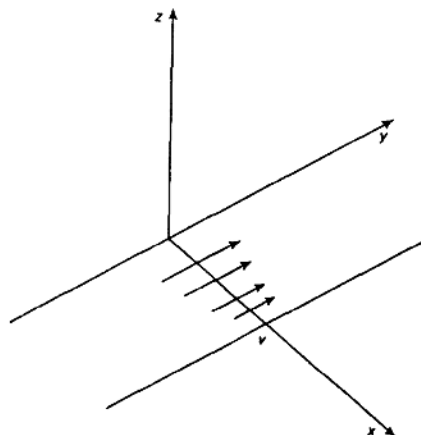


图 4 用以讨论主要的破裂力学结果的二维反平面断层的几何图形

式中 σ 泛指应力, 对于反平面情形, 它代表 σ_{yz} ; 对于平面情形, 它代表 σ_{xx} ; 对于张性裂纹情形, 它代表 σ_{zz} 。式 (32) 中的 K 的定义与断裂力学中通常用的定义差一个常数 ($\sqrt{2\pi}$)。我们选用这个定义, 为的是避免出现讨厌的常数。 K 为动态应力强度因子。式 (33) 中的 Δu 是滑动速度分量, 它适合于每种类型的形变。 V 是动态的速度强度因子。

对于反平面裂纹, K 和 V 通过简单的表示式相联系:

$$K = \frac{\mu}{2v} \sqrt{1 - \frac{v^2}{\beta^2}} V \quad (34)$$

式中 μ 和 β 分别表示刚性和剪切波速度, v 是破裂速度。对于平面裂纹来说,

$$K = \frac{\mu}{2v} \frac{\beta^2 R(v)}{v^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{\beta^2}}} V \quad (35)$$

式中 R 是 Rayleigh 函数

$$R(v) = 4 \sqrt{1 - \frac{v^2}{\beta^2}} \sqrt{1 - \frac{v^2}{\alpha^2}} - \left(2 - \frac{v^2}{\beta^2}\right)^2 \quad (36)$$

Freund^[2]给出了裂纹端部周围应力和速度的完整的与角度的依赖关系。式 (32) 和 (33) 中的反平方根奇异性只是对于理想的尖锐裂纹在破裂速度低于极限速度时成立。这些最大速度 [后面第(3)小节] 对于反平面破裂来说, 是剪切波速度; 对于平面裂纹来说, 是 Rayleigh 波速度。在这两种情况下, 式 (34) 和 (35) 中 V 的系数减到零, 即当破裂

速度达到其最终数值时, 动态应力集中 K 变为零。

在破裂前沿 $x=l(t)$ 处, 应力场无限。这是假定即使在非常邻近破裂前沿的区域物质都保持弹性的理想化的结果。出现反平方根奇异性是因这是弹性场能够保证有限能流进入破裂前沿的唯一方式 (参见下文)。如果对破裂前沿附近作比较符合实际情况的假定 (如滑动弱化模式或内聚区), 则在非常靠近端部处便不存在奇点。奇点是外场, 而在端部附近, 我们有内部短程解。两者在内聚区边界处平滑地抵消掉。根据弹性模式可以得到裂纹力学的总体特点, 其中破裂区的非弹性行为可以用整体变量 K 取代。

(1) 进入裂纹端部的能流和破裂准则

我们在上面提及的应力和滑动速度奇异性是要求当裂纹端部在物体内部穿行时流入裂纹端部的能流有限的自然结果。这个能量被用以产生新的断面并且耗费在破裂区发生的非线性过程中。Kostrov 和 Nikitin^[24]首先计算了这个能流, 对有关能流计算的假设作了全面的讨论。他们得到

$$G = \frac{\pi}{2v} KV \quad (37)$$

因而对 I 型来说,

$$G = \frac{\pi}{\mu} K^2 (1 - v^2/\beta^2)^{-1/2} \quad (38)$$

对 II 型来说,

$$G = \frac{\pi}{\mu} \frac{v^2 \sqrt{1 - v^2/\beta^2}}{\beta^2 R(v)} K^2 \quad (39)$$

请注意: 当 v 趋于最终速度 (对 I 型来说, 为 β ; 对 II 型来说, 为 Rayleigh 波速度) 时, 在这两个表示式中的 K^2 趋于零。

自然的破裂准则说的是进入裂纹端部的能流等于表面能, 即产生单位面积的新的破裂所需的能量。表面能 γ 是与在破裂前沿发生的非弹性过程有关的一种材料性质。我们可把这个破裂准则写成下式

$$G = \gamma \quad (40)$$

Das 和 Aki^[26] (1977) 把这个方程叫做 Griffith 准则。这是把 γ 与破裂速度 v 和动态应力强度因子 K 联系起来的一个高度非线性的方程。另一个可供选用的准则 (Das 和 Aki 把它叫做 Irwin 准则) 则要求

$$K = K_0 \quad (41)$$

即动态应力强度因子应当等于被当作是材料特性的静态应力强度因子。这两个准则在准静态裂纹生长的情况下是完全等效的, 因而当 v 趋于零时, 式 (38)、(39) 中与 v 有关的因子趋于常数。但是在高破裂速度时, 它们极不相同, 并对于同一应力降分布预言不同的破裂史。这两个准则之间的差异起因于式 (34)、(35) 和式 (38)、(39) 中与速度有关的因子。请注意最大应力强度准则并不是在破裂区的物理模式的基础上提出的, 而是作为把破裂准则引入数字裂纹模式的一种比较简单、方便的方法提出的。在数值模拟中破裂准则是, 裂纹端部前方的应力有限。这个最大应力准则可能通过一个数字的长度尺度与最大应力强度松散地联系在一起^[26,27]。

(2) 裂纹端部的运动方程

上面讨论的准则把材料常数与动态应力强度和破裂速度联系起来。按现实情况来说, 它们是难以分析的, 因为我们不知道 K 是如何依赖于断层的荷载和其破裂史。反平面型^[22]或平面型^[23]的动态破裂问题的一般解表明: 动态应力强度因子和速度可写成普遍式

$$\begin{cases} K = k(v)K^* \\ V = b(v)V^* \end{cases} \quad (42)$$

其中, 对于反平面裂纹,

$$k(v) = \sqrt{1 - v/\beta} \quad (43)$$

而对于平面裂纹,

$$k(v) \approx 1 - v/c_R \quad (44)$$

是一个极佳的近似。式中 c_R 是 Rayleigh 波速度。 $k(v)$ 的精确表示式请参阅文献 [23]。

式 (41) 中与荷载有关的因子 K^* 可由下述间接方法求得: 如果破裂速度一下子下降到零, K^* 为在裂纹端部出现的应力强度。 K^* 只取决于裂纹端部左方即 $x < l(t)$ 的断层面的上的应力历

史。对于反平面裂纹, Kostrov 计算了 K^* [22],

$$K^* = \frac{1}{\pi} \int_{x_1}^{l(t)} \Delta\sigma(x_1, t - \frac{l(t) - x_1}{\beta}) \frac{dx_1}{\sqrt{l(t) - x_1}} \quad (45)$$

即, 它是从裂纹端部现今位置 $l(t)$ 沿着倒退方向的特征线

$$t_1 = t - \frac{l(t) - x_1}{\beta} \quad (46)$$

的应力降的积分。

参照裂纹的时空历史 (x_1, t_1) 可把式 (45) 中的积分阐述得更清楚。这种图的一个例子如图 6 所示。图中给出了裂纹位置作为时间的函数。在时间 $t=0$, 裂纹沿负 x 轴扩展; 稍后, 破裂前沿以亚声速向正 x 方向移动。沿特征线 AC 计算的积分 (45) 也示于图 6 中。

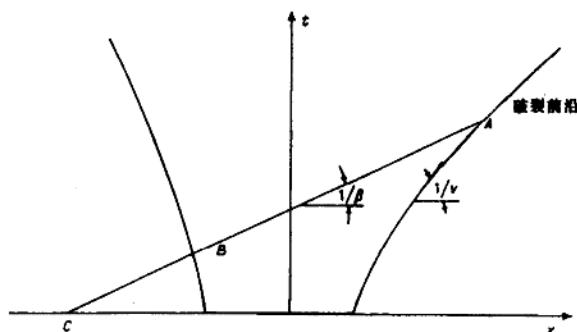


图 6 反平面运动的断层 (x, t) 图。断层区是两个破裂前沿之间围成的区域。破裂区外边的滑动为零, 假定裂纹内的动态应力降已知, 在 A 点的动态应力强度因子可由方程 (45) 沿 AC 线积分给出

如果裂纹是有限的, 就应当不仅对裂纹内的应力变化 $\Delta\sigma$, 而且对裂纹端部左侧的延长线 (图 6 中的 BC) 作积分 (45)。沿 BC 的积分可解释为来自裂纹左端的衍射 [23]。

无须涉及裂纹端部周围波的衍射的细节, 我们便可看到, 在时间 t , 动态应力强度 K 只通过 $k(v)$ 依赖于瞬时速度 v [见式 (42)]。对于平面裂纹 Sarajkin 和 Slepjan [29] 最近也发现了相似的结果。与式 (45) 等效的积分并不是沿着如图 6 的 AC 线作的, 而是沿着由现今裂纹端部位置发出的 P 波和 Rayleigh 波沿倒退方向的特征线所包围的角形条带取的。此外, 只要破裂速度是亚声速的, 动态应力强度 K 只通过式 (44) 与现今破裂速度有关。

(3) 破裂不稳定性, 破裂的停止和能量

今用上面讨论的结果来研究破裂前沿的传播。方程 (40) 给出的 Griffith 破裂准则可借助于式 (45) 改写为下列形式:

$$\gamma = \frac{\pi}{2} \frac{\sqrt{1-v/\beta}}{\sqrt{1+v/\beta}} K^* \quad (47)$$

对于 I 型有一个比较复杂的与速度有关的因子的类似表达式。

方程 (47) 和 (42) 揭示了弹性裂纹模式的一个极其重要的性质。由于 K^* 与现今破裂速度或加速度无关, 所以破裂前沿将通过自动调整破裂速度对破裂能 γ 的变化作出响应, 以满足破裂准则 (47)。如果破裂前沿遇到一块高强度的区域 (Das 和 Aki 称之为障碍体), 它就会